第46卷 第8期
2023年8月

核 技 术 NUCLEAR TECHNIQUES
www.hjs.sinap.ac.cn

Vol.46，No.8
August 2023

同位旋标量对力对^{42}Ca中自旋-同位旋跃迁的影响

郭 亮[1,2] 牛一斐[1,2]

1（兰州大学 核科学与技术学院 兰州 730000）

2（兰州大学 稀有同位素前沿科学中心 兰州 730000）

摘要 本文利用相对论准粒子无规相位近似（Quasiparticle Random Phase Approximation，QRPA）模型研究了高斯型同位旋标量对力对原子核^{42}Ca中β^-方向的伽莫夫-泰勒（Gamow-Teller，GT）和自旋-偶极（Spin-dipole，SD）跃迁的影响。结果表明：同位旋标量对力对于恢复SU（4）对称性从而重现实验上^{42}Ca的低能量超级GT态至关重要。同位旋标量对力会使自旋反转的跃迁组分混合进入低能量GT态，从而增强低能量GT态的集体性，极大地增加其跃迁强度。同时，由于同位旋标量对力具有吸引性质，会减小低能量GT态的激发能。对于SD跃迁，同位旋标量对力对其激发能和跃迁强度的影响均不明显。

关键词 协变密度泛函理论，准粒子无规相位近似，同位旋标量对力，自旋-同位旋激发

中图分类号 TL99

DOI: 10.11889/j.0253-3219.2023.hjs.46.080019

关联视频DOI: 10.12351/ks.2208.0193



Effects of isoscalar pairing force on spin-isospin transitions in ^{42}Ca

GUO Liang[1,2] NIU Yifei[1,2]

1(*School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

2(*Frontiers Science Center for Rare isotopes, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

Abstract **[Background]** Isoscalar pairing plays an important role in the spin-isospin excitation of nuclei. The discovery of super Gamow-Teller (GT) states in $N \approx Z$ nuclei has motivated researchers to explore the effects of isoscalar pairing on spin-isospin excitations. **[Purpose]** This study aims to investigate the effects of the isoscalar pairing interaction on GT and spin-dipole (SD) transitions in ^{42}Ca. **[Methods]** By solving the relativistic Hartree-Bogoliubov equation, we obtained the canonical single-nucleon basis and occupation amplitudes, which were used as inputs for the quasiparticle phase-random approximation (QRPA) calculation. Using the QRPA model, the GT and SD transitions in ^{42}Ca were calculated, where the Gaussian isoscalar pairing force was adopted, with its strength being a free parameter. **[Results]** For GT states, the isoscalar pairing mixed the spin-flip transition configuration into the low-lying GT state, enhancing the collectivity of the low-energy GT state and significantly increasing its transition strength. Meanwhile, the isoscalar pairing force induced a shift of the low-energy GT state toward lower energies owing to the attractive properties of the isoscalar pairing force. For SD states, the isoscalar pairing force hardly

国家重点研发计划(No.2021YFA1601500)、国家自然科学基金(No.12075104)资助

第一作者：郭亮，男，1997年出生，2020年毕业于兰州大学，现为博士研究生，研究领域为原子核结构

通信作者：牛一斐，E-mail：niuyf@lzu.edu.cn

收稿日期：2023-02-28，修回日期：2023-06-03

Supported by National Key Research and Development (R&D) Program (No.2021YFA1601500), National Natural Science Foundation of China (No. 12075104)

First author: GUO Liang, male, born in 1997, graduated from Lanzhou University in 2020, doctoral student, focusing on nuclear structure

Corresponding author: NIU Yifei, E-mail: niuyf@lzu.edu.cn

Received date: 2023-02-28, revised date: 2023-06-03

affected the strengths and energies of SD states in ^{42}Ca. **[Conclusions]** Isoscalar pairing force was essential for restoring the SU(4) symmetry and hence reproducing the low-energy super GT state of ^{42}Ca in the experiment, whereas it hardly affected the SD states.

Key words Covariant density-functional theory, QRPA model, Isoscalar pairing force, Spin-isospin excitation

在多体关联体系中，配对是一种普遍存在的现象。对于由质子和中子通过强相互作用[1−2]组成的原子核体系，核子之间的对相互作用可分为同位旋矢量(T = 1)与同位旋标量(T = 0)道。同位旋矢量对相互作用存在于质子-质子、中子-中子与质子-中子之间，其中，质子-质子与中子-中子间的对相互作用[3]对开壳核大块性质的描述[4−5]以及弱束缚体系的形成[6−8]十分重要。由于核力[9]的电荷无关性，同位旋矢量的质子-中子对力应等于质子-质子或中子-中子之间的对力[10]。同位旋标量对相互作用则仅存在于质子-中子之间，目前实验上还没有能够直接联系同位旋标量对力的可观测量。对于质子数与中子数不相等($N \neq Z$)的体系，由于质子与中子的费米面位于不同的单粒子轨道，原子核基态的质子-中子对力通常不起作用。然而，对于原子核的自旋-同位旋激发，即使对于 $N \neq Z$ 的体系，也需要考虑质子-中子对相互作用[10]。

原子核的自旋-同位旋激发可以对核力信息提供有效限制。原子核自旋-同位旋激发的主要模式包括伽莫夫-泰勒(Gamow-Teller，GT)激发和自旋-偶极(Spin-dipole，SD)激发。实验上，Fujita 等[11−12]通过电荷交换实验 ^{42}Ca→^{42}Sc 发现，其 GT 跃迁的大部分跃迁强度集中在 ^{42}Sc 位于 0.6 MeV 的最低激发态，从而发现了低能量 GT 声子激发的存在。这反映了 ^{42}Ca 中 SU(4)对称性的恢复，这一低能量激发态被称为超级 GT 态。为了解释这一实验现象，Bai 等[13]利用自洽的 Skyrme Hartree-Fock-Bogoliubov+准粒子无规相位近似(SHFB+QRPA(Quasi-particle Random Phase Approximation))模型进行计算，表明了同位旋标量对力的引入能够重现 ^{42}Sc 中低能量超级 GT 态。Sun 等[14]通过大规模壳模型计算也得出了相同的结论，即同位旋标量对力对于 ^{42}Sc 中 1_1^+ 态的形成十分重要。对于原子核中的 SD 跃迁，同位旋标量对力的研究尚十分缺乏。Yoshida 等[15]采用三体模型研究了零程同位旋标量对力对 SD 跃迁强度分布的影响，表明同位旋标量对力对于 SD 跃迁中具有较高轨道角动量且主量子数相同的组态影响较大。

无规相位近似(Random Phase Approximation，RPA)理论可以研究核素图上除少数轻核之外的所有原子核，被广泛应用于原子核集体激发的研究。在 RPA 理论中，模型的自洽性要求采用同一个能量密度泛函对原子核的基态和激发态进行描述。自洽性是恢复被平均场近似破坏的对称性、去除物理激发态中的假态以及将理论结果外推到实验未知区域的关键[16−17]。根据不同的密度泛函，RPA 理论可分为非相对论 RPA[18−21]和相对论 RPA[22−24]。协变密度泛函理论对于原子核的基态和激发态的研究都取得了巨大的成功[25−29]。基于相对论 Hartree-Bogoliubov (RHB)或相对论 Hartree-Fock-Bogoliubov(RHFB)模型，建立了质子-中子 QRPA 模型[30−31]，并探讨了同位旋标量对力对 GT 跃迁[30−33]与 β 衰变的影响[32−35]。然而，同位旋标量对力对 SD 跃迁的影响以及 $N \approx Z$ 原子核中的低能量超级 GT 态尚未被研究。因此，本文将利用 RHB+QRPA 模型研究同位旋标量对力对 ^{42}Ca 中 β^- 方向的 GT(GT$^-$)跃迁和 SD(SD$^-$)跃迁的影响。

1 理论框架

1.1 QRPA 方程

相对论的 QRPA 方程可以由时间依赖的 RHB 模型通过小振幅近似得到[23]，其等价于线性 Bethe-Salpeter 方程[17]。线性 Bethe-Salpeter 方程在动量空间或坐标空间为积分方程。由于 QRPA 方程一般写在正则单粒子基空间，此时积分变为了对正则基指标的求和。对于球形偶偶核，角动量耦合形式的质子-中子相对论 QRPA(PNQRPA)方程可写为：

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A}^J_{pn,p'n'} & \mathcal{B}^J_{pn,p'n'} \\ -\mathcal{B}^J_{pn,p'n'} & -\mathcal{A}^J_{pn,p'n'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^{\nu J}_{p'n'} \\ Y^{\nu J}_{p'n'} \end{pmatrix} = E_\nu \begin{pmatrix} X^{\nu J}_{pn} \\ Y^{\nu J}_{pn} \end{pmatrix} \tag{1}$$

矩阵 $\mathcal{A}^J$ 和 $\mathcal{B}^J$ 的矩阵元在正则基下的表达式为

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^J_{pn,p'n'} = {} & H^{11}_{pp'}\delta_{nn'} + H^{11}_{nn'}\delta_{pp'} + \\ & (u_p v_n u_{p'} v_{n'} + v_p u_n v_{p'} u_{n'}) V^{PHJ}_{pn',np'} + \\ & (u_p u_n u_{p'} u_{n'} + v_p v_n v_{p'} v_{n'}) V^{PPJ}_{pn,p'n'} \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{B}^J_{pn,p'n'} = {} & (u_p v_n v_{p'} u_{n'} + v_p u_n u_{p'} v_{n'}) V^{PHJ}_{pn',np'} - \\ & (u_p u_n v_{p'} v_{n'} + v_p v_n u_{p'} u_{n'}) V^{PPJ}_{pn,p'n'} \end{aligned} \tag{3}$$

其中：p 和 n 分别表示正则基下的质子态和中子态；$u_{p,n}$ 和 $v_{p,n}$ 为正则基下单粒子轨道的非占据与占据振幅；$H_{pp'}$ 和 $H_{nn'}$ 由单核子哈密顿量 h_D 以及对场 $\varDelta$ 组成，其形式为($\kappa\kappa' = pp'$ 或者 nn')。

$$H^{11}_{\kappa\kappa'} = (u_\kappa u_{\kappa'} - v_\kappa v_{\kappa'}) h_{\kappa\kappa'} - (u_\kappa v_{\kappa'} + v_\kappa u_{\kappa'}) \varDelta_{\kappa\kappa'} \tag{4}$$

为了保证QRPA模型的完备性，其组态空间不仅考虑了来自费米海中的质子-中子对，还包含了由费米海中完全占据或部分占据态与狄拉克海中的负能态所组成的质子-中子对。狄拉克海中负能态的组态的考虑对于Ikeda求和规则的满足十分重要[36,30]。在PNQRPA方程(1)中，E_ν为激发态$|\nu J\rangle$的本征能量，而$X^{\nu J}_{pn}$和$Y^{\nu J}_{pn}$则为激发态$|\nu J\rangle$的两准粒子跃迁振幅。矩阵$\mathcal{A}^J$和$\mathcal{B}^J$中的$V^{PH}_{pn',np'}$为质子和中子之间的粒子-空穴剩余相互作用矩阵元，由单粒子哈密顿量对质子中子密度ρ_{pn}求导得到。在RHB计算中，当不包含Fock项时，由于宇称守恒，π介子的贡献为0。然而对于自旋自由度相关的激发，π介子的贡献十分重要，因此被包含在QRPA计算中。为了消除由于引入π介子产生的发散项，需引入零程的Landau-Migdal项，其强度g'为自由参数，可以通过重现^{208}Pb的GT共振能量来确定。对于相互作用DD-ME2[37]，$g'=0.52$。$V^{PP}_{pn,p'n'}$为质子和中子之间的粒子-粒子剩余相互作用矩阵元。对于同位旋矢量道($T=1$)，采用了与RHB模型中相同的对相互作用形式，即Gogny对力，选取的参数组为D1S[38]。对于同位旋标量道($T=0$)，我们采用了高斯型对相互作用[10]：

$$V_{12}=-V_0\sum_{j=1}^{2}g_j\,\mathrm{e}^{-[(r_1-r_2)^2/\mu_j^2]}\hat{\Pi}_{S=1,T=0} \tag{5}$$

其中：$\mu_1=1.2$ fm，$\mu_2=0.7$ fm，$g_1=1$，$g_2=-2$。$\hat{\Pi}_{S=1,T=0}$为投影到具有量子数$S=1$和$T=0$的质子-中子耦合态的投影算符；V_0表示同位旋标量对力的强度。由于正则单粒子波函数一般写在坐标空间，故剩余相互作用矩阵元的计算需要对坐标进行积分，该积分由径向积分与角向积分的乘积所组成。

1.2 跃迁强度

通过求解QRPA方程(1)，可将由β^-方向的自旋-同位旋算符$\hat{T}^J_-$所引发的跃迁强度表示为：

$$B^{\nu J}_-=\Big|\sum_{pn}<p\|\hat{T}^J_-\|n>(X^{\nu J}_{pn}u_pv_n+Y^{\nu J}_{pn}v_pu_n)\Big|^2 \tag{6}$$

为了得到连续的响应函数$R(E)$，我们可以引入洛伦兹函数平滑分离的跃迁强度B_ν：

$$R(E)^-=\sum_\nu B^{\nu J}_-\frac{\Gamma/2\pi}{(E-E_\nu)^2+\Gamma^2/4} \tag{7}$$

式中：Γ为平滑宽度，在计算中取为1 MeV。对于β^-方向的跃迁，可以定义某一组态对应的跃迁振幅[13]：

$$A_{pn}=<p\|\hat{T}^J_-\|n>(X^{\nu J}_{pn}u_pv_n+Y^{\nu J}_{pn}v_pu_n) \tag{8}$$

对于给定的原子核激发态，该跃迁振幅可以用来评估其中某一质子-中子组态的贡献。

对于GT$^-$跃迁和SD$^-$跃迁，相应的自旋-同位旋算符分别为[39-40]：

$$\hat{T}^-_{GT}=\sum_i\sigma(i)\tau_-(i)$$
$$\hat{T}^-_{SD}=\sum_i r_i\,[\sigma(i)\otimes Y_1(i)]_{J=0,1,2}\tau_-(i) \tag{9}$$

2 结果和讨论

利用QRPA模型，我们计算得到了^{42}Ca中GT跃迁和SD跃迁强度分布。对于基态RHB方程的求解，我们采用了球谐振子基，并将谐振子的主壳层数取为20。在QRPA模型中，对于来自Fermi海和Dirac海的组态的能量截断分别取为200 MeV和2 000 MeV，占据因子乘积u_pv_n或者u_nv_p的最低截断取为0.01。

2.1 GT跃迁

图1给出了不同同位旋标量对力强度下^{42}Ca中GT$^-$跃迁的强度分布。该结果由RHB+QRPA模型计算得到，采用的相互作用为DD-ME2，同位旋标量对力强度分别取为V_0=0 MeV, 100 MeV, 200 MeV, 250 MeV。当同位旋标量对力强度取为0时，出现了两个GT激发态，分别位于能量8.12 MeV和15.46 MeV，在图中分别标记为A和B。当同位旋标量对力的强度取为100 MeV时，出现了位于能量13.62 MeV的GT激发态，标记为C，此时，激发态B的强度明显下降，而激发态A的强度则有所上升，且其激发能向低能量处移动。随着同位旋标量对力强度继续增加到200 MeV，GT激发态A的强度进一步上升，其激发能也朝着更低能量处移动。对于GT激发态C，其强度出现了下降现象，并且其激发能也随之降低。而对于激发态B，其强度和激发能的变化都很小。当同位旋标量对力强度增强到250 MeV时，激发态A的强度继续上升，其激发能也继续朝着更低能量处移动，而激发态C几乎消失不见。图1中同时给出了实验上发现的低能量超级GT态[11-12]。当同位旋标量对力强度取为200 MeV时，GT$^-$态的强度主要集中于激发态A处，与实验符合较好，这表明同位旋标量对力的引入可以重现实验上的低能量超级GT态，从而恢复^{42}Ca中SU(4)对称性。然而，此时的能量相比于实验过低，这可能是由于粒子-空穴道相互作用选取的原因。

为了理解^{42}Ca中GT跃迁强度分布随着同位旋标量对力强度的演化行为，我们对各激发态的组态进行了分析。在图1中，GT激发态A、B、C的主要两准粒子组态分别为($\nu1f_{7/2},\pi1f_{7/2}$)、($\nu1f_{7/2},\pi1f_{5/2}$)和($\nu1f_{5/2},\pi1f_{7/2}$)。根据式(2)，粒子-空穴剩余相互作用与粒子-粒子剩余相互作用部分的贡献分别与矩阵

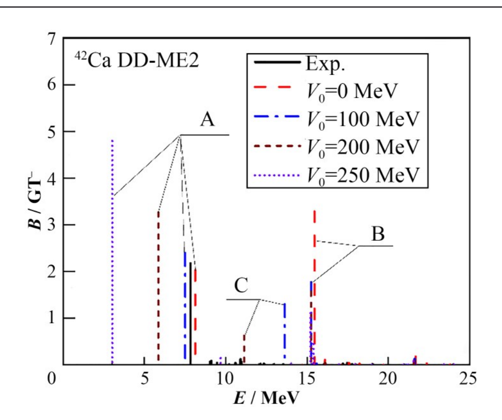


图1 基于RHB+QRPA模型，采用DD-ME2相互作用得到的 ^{42}Ca 的 GT$^-$ 跃迁强度分布与实验[7−8]的比较

Fig.1 GT$^-$ strength distributions in ^{42}Ca obtained *via* RHB+QRPA calculations for the DD-ME2 interaction in comparison with experimental results[7−8]

$\mathcal{A}^J$ 中系数 cfph= $v_p u_n v_{p'} u_{n'} + u_p v_n u_{p'} v_{n'}$ 和 cfpp= $u_p u_n u_{p'} u_{n'} + v_p v_n v_{p'} v_{n'}$ 的大小有关。表1给出了由组态($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{7/2}$)、($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$)和($\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)组成的 $pnp'n'$ 两体矩阵元的系数cfph和cfpp。从表1中可以看出，GT激发态C的主要两准粒子组态($\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)相关的剩余相互作用矩阵元系数cfpp远大于cfph，这表明该组态主要受粒子-粒子剩余相互作用的影响，而受粒子-空穴剩余相互作用的影响较小。当不考虑同位旋标量对力时，即 V_0=0 MeV，组态($\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)相关的QRPA矩阵非对角元很小，因此，该组态与其他组态不发生混合。由于该组态对应的占据因子乘积 $u_p v_n$ 仅为0.08，故该组态贡献的跃迁强度很小，GT激发态C的跃迁强度几乎为0。

表1 基于RHB+QRPA模型，采用DD-ME2相互作用得到的剩余相互作用矩阵元对应的系数cfph和cfpp

Table 1 Coefficients cfph and cfpp in front of the residual interaction matrix elements obtained using the RHB+QRPA model for the DD-ME2 interaction

$pnp'n'$	cfph	cfpp
($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$; $\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$)	0.25	0.75
($\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$; $\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$)	0.04	0.86
($\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$; $\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)	0.01	0.99
($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{7/2}$; $\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$)	0.25	0.75
($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{7/2}$; $\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)	0.04	0.86
($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{7/2}$; $\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{7/2}$)	0.25	0.75

当 V_0=100 MeV时，两准粒子组态($\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)相关的QRPA矩阵非对角元增大，使得GT激发态C的主要组分($\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)与激发态B的主要组分($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$)构成的QRPA矩阵非对角元增大，导致激发态C与B的组分发生相互混合，从而激发态C的跃迁强度增加，激发态B的跃迁强度降低。同时，同位旋标量对力的增强也会使得GT激发态A的主要组分($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{7/2}$)与GT激发态B的主要组分($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$)构成的QRPA矩阵非对角元增大，从而使激发态A与B的组分发生相互混合，导致激发态A的跃迁强度增加。此外，由于同位旋标量对力的吸引性质，其贡献的粒子-粒子剩余相互作用矩阵的对角元小于0，使得激发态A和B朝着低能量处移动。然而，对于激发态B，由组态($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$)和组态($\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)构成的QRPA矩阵非对角元大于0，抵消了大部分QRPA矩阵对角元的减小，因此激发态B的能量移动很小。

当同位旋标量对力增强到200 MeV时，激发态A中组态($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$)的混合占比继续增大，其激发强度也进一步增强。粒子-粒子剩余相互作用矩阵元进一步减小，激发态A的激发能也进一步降低。同时，激发态C中进一步混入了激发态A的主要组态($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{7/2}$)，由于该组态贡献的跃迁振幅与激发态B的主要组分($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{5/2}$)贡献的跃迁振幅相位相反，从而使得态C的跃迁强度降低。而同位旋标量对力的吸引性质同样会使得激发态C的激发能降低。

当同位旋标量对力强度增强到250 MeV时，由于相同的原因，态A的跃迁强度变得更强，态C的跃迁强度变得更小，他们的激发能也变得更低。

为了考察模型相关性，我们还采用了相对论点耦合相互作用PC-PK1进行了同样的计算，其结果表明，同位旋标量对力对 ^{42}Ca 中GT态的影响与DD-ME2相互作用是一致的。而两者的区别在于 ^{42}Ca 中GT态的高能峰与低能峰的激发能量和跃迁强度不一样，这与剩余相互作用矩阵元的模型依赖性有关。

2.2 SD跃迁

为了研究同位旋标量对力对 ^{42}Ca 中SD$^-$跃迁的影响，图2给出了0$^-$、1$^-$和2$^-$跃迁在不同同位旋标量对力强度下的强度分布。该结果同样由RHB+QRPA模型计算得到，并采用了DD-ME2相互作用，同位旋标量对力强度分别取为0 MeV、150 MeV、300 MeV和500 MeV。可以看出，随着同位旋标量对力强度的增强，0$^-$、1$^-$和2$^-$跃迁的强度分布变化较小。这是因为 ^{42}Ca 中SD$^-$主要跃迁组态所构成的粒子-粒子剩余相互作用矩阵元都比较小，因此，当改变同位旋标量对力强度时，QRPA矩阵元的变化很小，从而导致最终SD$^-$跃迁中各峰的强度以及激发能的变化不大。其中，0$^-$和1$^-$跃迁中主峰的主要组态为($\nu 1d_{5/2}, \pi 1f_{5/2}$)，而2$^-$跃迁中主峰的主要组态为($\nu 1d_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)。此外，当同位旋标量对力强度非常

大，取为500 MeV时，0^-和1^-跃迁中才会发生一定程度的组分混合，导致低能区出现了新的低强度小峰。其中0^-跃迁中该峰的主要组分为($\nu 1f_{7/2}, \pi 2g_{7/2}$)，$1^-$跃迁中该峰的主要组分为($\nu 1f_{7/2}, \pi 1g_{7/2}$)和($\nu 1f_{7/2}, \pi 2g_{9/2}$)。

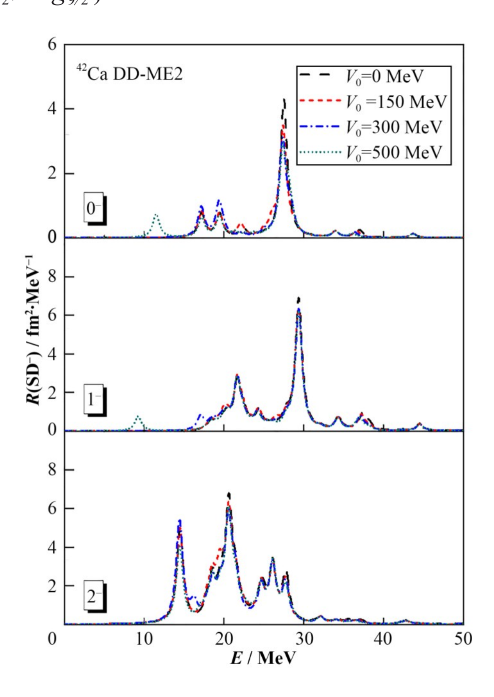


图2 基于RHB+QRPA模型，采用DD-ME2相互作用得到的^{42}Ca中SD$^-$跃迁强度分布

Fig.2 SD$^-$ strength distributions in ^{42}Ca obtained *via* RHB+QRPA calculations for the DD-ME2 interaction

3 结语

本文利用RHB+QRPA模型研究了高斯型同位旋标量对力对^{42}Ca中GT$^-$跃迁和SD$^-$跃迁的影响。对于GT$^-$跃迁，同位旋标量对力的增强会使得不同GT激发态的主要组分之间发生混合，从而导致低能峰的增强和高能峰的降低。由于同位旋标量对力的吸引特性，使得GT$^-$跃迁强度分布朝着低激发能方向移动，其中由组态($\nu 1f_{7/2}, \pi 1f_{7/2}$)和组态($\nu 1f_{5/2}, \pi 1f_{7/2}$)所主导的GT激发态的移动比较明显。当同位旋标量对力强度为200 MeV时，GT$^-$跃迁与实验得到了较好的符合，从而证实了同位旋标量对力对于恢复SU(4)对称性的重要作用。对于SD$^-$跃迁，由于0^-、1^-和2^-跃迁中各峰的主要组态所构成的粒子-粒子剩余相互作用矩阵元都比较小，同位旋标量对力强度的改变并不会引起SD$^-$跃迁强度的分布的显著变化。

作者贡献声明 郭亮完成理论计算并撰写了论文第一稿；牛一斐审阅修改论文。

参考文献

1 Ma Y G. New type of double-slit interference experiment at Fermi scale[J]. Nuclear Science and Techniques, 2023, **34**(1): 16. DOI: 10.1007/s41365-023-01167-6.

2 Wang X N. Vector meson spin alignment by the strong force field[J]. Nuclear Science and Techniques, 2023, **34**(1): 15. DOI: 10.1007/s41365-023-01166-7.

3 Wang Y Z, Li Y, Qi C, *et al*. Pairing effects on bubble nuclei[J]. Chinese Physics Letters, 2019, **36**(3): 032101. DOI: 10.1088/0256-307X/36/3/032101.

4 Bender M, Heenen P H, Reinhard P G. Self-consistent mean-field models for nuclear structure[J]. Reviews of Modern Physics, 2003, **75**(1): 121 – 180. DOI: 10.1103/RevModPhys.75.121.

5 Duguet T, Bonche P, Heenen P H, *et al*. Pairing correlations. II. microscopic analysis of odd-even mass staggering in nuclei[J]. Physical Review C, 2001, **65**(1): 014311. DOI: 10.1103/PhysRevC.65.014311.

6 Zhukov M V, Danilin B V, Fedorov D V, *et al*. Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^{6}He and ^{11}Li[J]. Physics Reports, 1993, **231**(4): 151 – 199. DOI: 10.1016/0370-1573(93)90141-Y.

7 Hagino K, Sagawa H. Pairing correlations in nuclei on the neutron-drip line[J]. Physical Review C, 2005, **72**(4): 044321. DOI: 10.1103/PhysRevC.72.044321.

8 Bertsch G F, Esbensen H. Pair correlations near the neutron drip line[J]. Annals of Physics, 1991, **209**(2): 327−363. DOI: 10.1016/0003-4916(91)90033-5.

9 Liu J, Gao C, Wan N, *et al*. Basic quantities of the equation of state in isospin asymmetric nuclear matter[J]. Nuclear Science and Techniques, 2021, **32**(11): 117. DOI: 10.1007/s41365-021-00955-2.

10 Engel J, Bender M, Dobaczewski J, *et al*. β decay rates of r-process waiting-point nuclei in a self-consistent approach[J]. Physical Review C, 1999, **60**(1): 014302. DOI: 10.1103/PhysRevC.60.014302.

11 Fujita Y, Fujita H, Adachi T, *et al*. Observation of low- and high-energy gamow-teller phonon excitations in nuclei[J]. Physical Review Letters, 2014, **112**(11): 112502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.112502.

12 Fujita Y, Fujita H, Adachi T, *et al*. High-resolution study of Gamow-Teller excitations in the ^{42}Ca(^{3}He, t)^{42}Sc reaction and the observation of a "low-energy super-Gamow-Teller state"[J]. Physical Review C, 2015, **91**(6):

064316. DOI: 10.1103/PhysRevC.91.064316.

13 Bai C L, Sagawa H, Colò G, *et al*. Low-energy collective Gamow-Teller states and isoscalar pairing interaction[J]. Physical Review C, 2014, **90**(5): 054335. DOI: 10.1103/PhysRevC.90.054335.

14 Kaneko K, Sun Y, Mizusaki T. Isoscalar neutron-proton pairing and SU(4)-symmetry breaking in Gamow-Teller transitions[J]. Physical Review C, 2018, **97**(5): 054326. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.054326.

15 Yoshida K, Tanimura Y. Spin-triplet proton-neutron pair in spin-dipole excitations[J]. Physical Review C, 2021, **104**(1): 014319. DOI: 10.1103/PhysRevC.104.014319.

16 Engelbrecht C A, Lemmer R H. Isospin polarization in the nuclear many-body problem[J]. Physical Review Letters, 1970, **24**(11): 607 − 611. DOI: 10.1103/PhysRevLett.24.607.

17 Ring P, Schuck P. The nuclear many body problem[M]. 3 Print. Berlin Heidelberg: Springer, 2004.

18 Pastore A, Davesne D, Navarro J. Linear response of homogeneous nuclear matter with energy density functionals[J]. Physics Reports, 2015, **563**: 1 − 67. DOI: 10.1016/j.physrep.2014.11.002.

19 Niu Y F, Colò G, Brenna M, *et al*. Gamow-Teller response within Skyrme random-phase approximation plus particle-vibration coupling[J]. Physical Review C, 2012, **85**(3): 034314. DOI: 10.1103/PhysRevC.85.034314.

20 Khan E, Sandulescu N, Grasso M, *et al*. Continuum quasiparticle random phase approximation and the time-dependent Hartree-Fock-Bogoliubov approach[J]. Physical Review C, 2002, **66**(2): 024309. DOI: 10.1103/PhysRevC.66.024309.

21 Chen D Z, Fang D L, Bai C L. Impact of finite-range tensor terms in the Gogny force on the β-decay of magic nuclei[J]. Nuclear Science and Techniques, 2021, **32**(7): 74. DOI: 10.1007/s41365-021-00908-9.

22 Nikšić T, Vretenar D, Ring P. Relativistic random-phase approximation with density-dependent meson-nucleon couplings[J]. Physical Review C, 2002, **66**(6): 064302. DOI: 10.1103/PhysRevC.66.064302.

23 Paar N, Ring P, Nikšić T, *et al*. Quasiparticle random phase approximation based on the relativistic Hartree-Bogoliubov model[J]. Physical Review C, 2003, **67**(3): 034312. DOI: 10.1103/PhysRevC.67.034312.

24 Niu Y F, Paar N, Vretenar D, *et al*. Stellar electron-capture rates calculated with the finite-temperature relativistic random-phase approximation[J]. Physical Review C, 2011, **83**(4): 045807. DOI: 10.1103/PhysRevC.83.045807.

25 Meng J, Toki H, Zhou S G, *et al*. Relativistic continuum Hartree Bogoliubov theory for ground-state properties of exotic nuclei[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2006, **57**(2): 470−563. DOI: 10.1016/j.ppnp.2005.06.001.

26 Ring P. Relativistic mean field theory in finite nuclei[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 1996, **37**: 193−263. DOI: 10.1016/0146-6410(96)00054-3.

27 Nikšić T, Vretenar D, Ring P. Relativistic nuclear energy density functionals: Mean-field and beyond[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2011, **66**(3): 519 − 548. DOI: 10.1016/j.ppnp.2011.01.055.

28 Vretenar D, Afanasjev A, Lalazissis G, *et al*. Relativistic Hartree-Bogoliubov theory: static and dynamic aspects of exotic nuclear structure[J]. Physics Reports, 2005, **409**(3−4): 101−259. DOI: 10.1016/j.physrep.2004.10.001.

29 Xia H, Wu X, Mei H, *et al*. The interplay of single-particle and collective motions in the low-lying states of Lambda ^{21}Ne with quadrupole-octupole correlations[J]. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2023, **66**(5): 252011. DOI: 10.1007/s11433-022-2045-x.

30 Paar N, Nikšić T, Vretenar D, *et al*. Quasiparticle random phase approximation based on the relativistic Hartree-Bogoliubov model. II. nuclear spin and isospin excitations [J]. Physical Review C, 2004, **69**(5): 054303. DOI: 10.1103/PhysRevC.69.054303.

31 Niu Z M, Niu Y F, Liang H Z, *et al*. Self-consistent relativistic quasiparticle random-phase approximation and its applications to charge-exchange excitations[J]. Physical Review C, 2017, **95**(4): 044301. DOI: 10.1103/PhysRevC.95.044301.

32 Ravlić A, Yüksel E, Niu Y F, *et al*. Stellar electron-capture rates based on finite-temperature relativistic quasiparticle random-phase approximation[J]. Physical Review C, 2020, **102**(6): 065804. DOI: 10.1103/PhysRevC.102.065804.

33 Niu Z M, Niu Y F, Liu Q, *et al*. Nuclear β+/EC decays in covariant density functional theory and the impact of isoscalar proton-neutron pairing[J]. Physical Review C, 2013, **87**(5): 051303. DOI: 10.1103/PhysRevC.87.051303.

34 Niu Z M, Niu Y F, Liang H Z, *et al*. β-decay half-lives of neutron-rich nuclei and matter flow in the r-process[J]. Physics Letters B, 2013, **723**(1 − 3): 172 − 176. DOI: 10.1016/j.physletb.2013.04.048.

35 Nikšić T, Marketin T, Vretenar D, *et al*. β-decay rates of r

-process nuclei in the relativistic quasiparticle random phase approximation[J]. Physical Review C, 2005, **71**(1): 014308. DOI: 10.1103/PhysRevC.71.014308.

36 Ma Z Y, Van Giai N, Wandelt A, *et al*. A consistent approach in relativistic random phase approximation[J]. Nuclear Physics A, 2001, **687**(1): 64−71. DOI: 10.1016/S0375-9474(01)00602-9.

37 Lalazissis G A, Nikšić T, Vretenar D, *et al*. New relativistic mean-field interaction with density-dependent meson-nucleon couplings[J]. Physical Review C, 2005, **71**(2): 024312. DOI: 10.1103/PhysRevC.71.024312.

38 Berger J F, Girod M, Gogny D. Microscopic analysis of collective dynamics in low energy fission[J]. Nuclear Physics A, 1984, **428**: 23−36. DOI: 10.1016/0375-9474(84)90240-9.

39 Osterfeld F. Nuclear spin and isospin excitations[J]. Reviews of Modern Physics, 1992, **64**(2): 491−557. DOI: 10.1103/RevModPhys.64.491.

40 Gaarde C, Rapaport J, Taddeucci T N, *et al*. Excitation of giant spin-isospin multipole vibrations[J]. Nuclear Physics A, 1981, **369**(2): 258−280. DOI: 10.1016/0375-9474(81)90019-1.